第 31 卷　第 4 期　　天　文　学　进　展　　Vol. 31,　No. 4
2022 年 12 月　　PROGRESS IN ASTRONOMY　　Dec., 2022

doi: 10.3969/j.issn.1000-8349.2022.04.04

引力波探测中的噪声抑制技术综述

王　坦[1]，何思译[2]，徐佳文[1]

(1. 东南大学 仪器科学与工程学院，南京 210096；2. 南京信息工程大学 物理与光电工程学院，南京 210094)

摘要： 近年来，微弱引力波探测取得了重要进展。针对引力波测量中的噪声抑制问题，综述了引力波探测的棒状引力波探测器、地面激光干涉仪、空间激光干涉阵列等几种典型方法，解释引力波探测原理，介绍各种引力波探测方法中热噪声、散粒噪声和杂散气体噪声等噪声来源，阐述噪声抑制方法，并介绍四重悬挂、信号重循环、压缩太光场等新型噪声抑制技术。针对空间引力波探测，重点关注时间延迟干涉和锁臂技术等与地面探测方法不同的噪声抑制技术。

关　键　词： 引力波；激光干涉；压缩态光场；无拖曳控制

中图分类号： P111.47　　　　**文献标识码：** A

1　引　言

引力波是爱因斯坦广义相对论的重要预言，引力场的扰动传播出去就是引力波。它由物质整体的相干运动产生，不仅包含波源的相关信息，还携带波源的宏观运动信息。由广义相对论可以得出，引力波是横波，具有 2 种偏振态，并以光速传播[1]。根据动量守恒定律，考虑到质量只能以正数形式出现，引力波仅能由随时间二阶变化的四极子产生[2]。引力波通常由一些高能天体事件产生，如超新星爆发等。由于引力波几乎不与物质相互作用，其能够穿过电磁波不能穿过的物质，因此我们能够通过引力波对这些高能天体的内部进行研究。相比之下，中微子虽然也能几乎无损地通过物质，但是中微子在行进过程中可能经过了数次散射，因而不能反映天体内部的原始信息。与引力波相关的研究对象有：超新星、新生的中子星、黑洞的形成、致密天体的碰撞、双星的共有包层的内部结构等[1]。

近年来，引力波探测的热度呈现出上升的趋势。自激光干涉引力波天文台 (Laser Interferometer Gravitational-wave Observatory, LIGO) 探测到引力波信号以来，在世界范围内已建成多个地面引力波探测器。此外，由欧洲空间局 (European Space Agency, ESA) 领

收稿日期： 2022-01-14；　**修回日期：** 2022-03-15

资助项目： 国家自然科学基金 (51905094, 52275093)；东南大学“至善学者”项目；东南大学大学生创新创业训练计划项目

通讯作者： 徐佳文，jiawen.xu@seu.edu.cn

导的激光干涉空间天线 (Laser Interferometer Space Antenna, LISA) 为首的空间引力波探测器也正在研制中。我国也正在研制空间引力波探测器，主要有太极计划 (TaiJi program) 和天琴计划 (TianQin Gravitational Wave Research Project) 两种方案[3,4]。此外，日本也有空间引力波探测计划，名为分赫兹干涉引力波天文台 (Deci-hertz Interferometer Gravitational Wave Observatory, DECIGO)[5]。

引力波的大小通常由一无量纲量 h 衡量，其中 $h = \delta l/l$，即由引力波引起的空间中两点的相对形变。典型的引力波振幅的量级通常小于 10^{-21}[6]，这对探测器的灵敏度提出了极高的要求。因此，不论是用什么方法探测引力波，均需要对探测噪声进行抑制，并使探测器的灵敏度符合要求，才有可能探测到引力波。

2 早期引力波探测

早期引力波探测主要通过棒状引力波探测器进行[1]。由于早期的技术条件有限，研究者们采用了一系列巧妙的噪声抑制方法，极大地提高了探测器的灵敏度。虽然最终的灵敏度仍不足以探测到引力波，但这些方法具有重要的借鉴意义，下面将逐一进行介绍。

2.1 棒状引力波探测器

棒状引力波探测器，又称共振棒探测器，是首个引力波探测器，最早由约瑟夫·韦伯 (Joseph Weber) 设计建造，因而又被称为韦伯棒 (Weber bar)。1969 年，韦伯[7] 声称由此方法探测到了引力波信号，并引起了社会的广泛关注。此后，多个类似的探测装置被陆续建成并投入使用。至今，这种共振质量探测器经过了三代的发展，最先进的探测器需冷却至 0.1 K 运行[2]，但均未得到令人满意的结果。

韦伯棒的结构 (以 ALLEGRO 为例) 如图 1 所示，图 2 展示了韦伯棒的总体原理图。韦伯棒由一个铝制的实心圆柱体组成，可沿轴向摆动，圆柱体的侧面靠中心处设有压电传感器。韦伯棒整体被悬挂于真空腔内并有隔震系统以隔绝外界震动等干扰[8]。图 1 中最内侧的 2 K 壳层即是真空腔。当引力波通过时，圆柱体将沿轴向周期性地伸长与缩短，进而由压电晶体产生电信号。最早的探测器的固有频率为 1 657 Hz[9]，当引力波的频率与韦伯棒的固有频率相近时，就会引起其轴向共振，并输出振动信号，从而探测到引力波信号。

2.2 棒状引力波探测器的噪声抑制方法

韦伯棒所面临的噪声主要有热噪声、地震噪声、空气扰动、电磁信号噪声等[10]。热噪声产生的干扰尤为显著，例如，韦伯观察到的热噪声振幅为 10^{-16}[9]，这远远大于引力波的振幅。韦伯的对应方法为采用高品质因数的铝棒，可提高引力波产生振动的峰值。同时，通过滤波方法便能提取出周期相对较短的引力波信号[2]，使探测变得可能。韦伯设置了 2 个相距 2 km 的探测器，若热噪声使得探测器输出错误的信号，则另一个探测器同时输出错误信号的概率非常小，这样便能排除热噪声带来的影响。并且，设置另一个相距约 1 000 km 的对照组[7]，若信号由地震产生，两地的信号间将有时延。韦伯设置了 0.44 s 的时间阈值，只有当所有探测器的信号均在该阈值内有重叠时，该信号才有可能是引力波信号[7]。这一方法

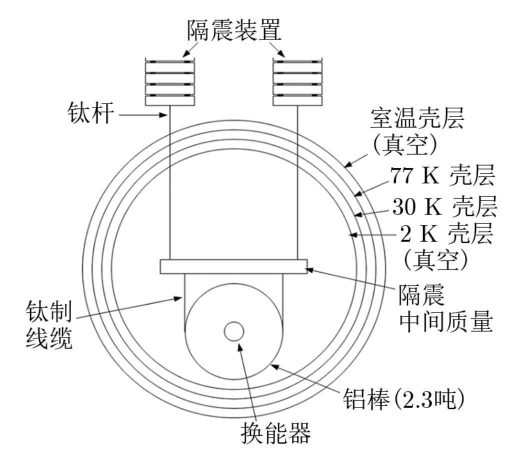


图 1 简化的共振棒探测器的结构示意图[2]

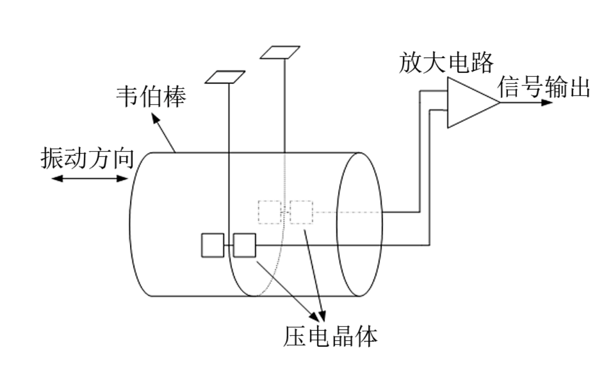


图 2 韦伯棒原理示意图[10]

也被后来的 LIGO 等引力波探测器采用。为了避免空气干扰和电磁干扰，装置置于真空腔内[2]，并安装了电磁屏蔽器[7]。

在第二代探测器中，探测器被制冷至 4.2 K 以进一步抑制热噪声，并使用极低噪声的放大器[2]。后续研究发现，在低温下探测器的品质因数 (包括天线和电路的品质因数) 也会上升，因此探测器的灵敏度进一步提升。由于压电式换能器在低温下的品质因数不高，且机电耦合性能也不佳，因此在低温的探测器中通常采用电容式或电感式的换能器。这些低温换能器采用超导电路，并与探测器拥有相同的共振频率，能够在更低的噪声下对信号进行初步放大。换能器输出的信号经过极低噪声的放大器，由模-数转换器转换后记录在磁带上。

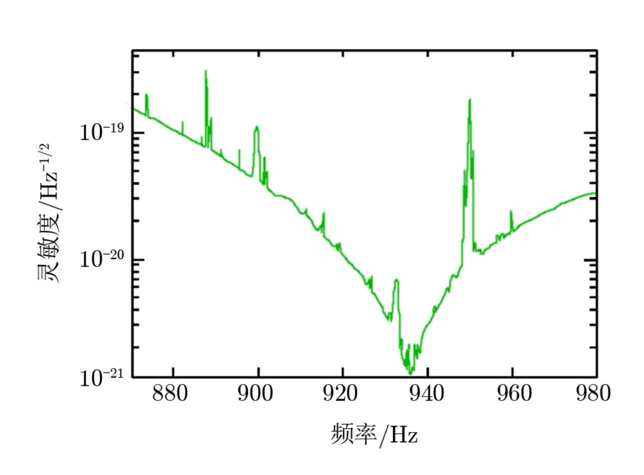


图 3 共振质量探测器 NAUTILUS 的灵敏度曲线[11]

目前，世界上已有较为先进的棒状引力波探测器，如鹦鹉螺探测器 (NAUTILUS)，其最低工作温度小于 0.1 K，最高灵敏度可达 10^{-21} Hz$^{-1/2}$ (见图 3)，在较大带宽 (30 Hz) 上对时长 1 ms 的引力波暴信号的灵敏度约为 $h = 3 \times 10^{-19}$[11]。随着激光干涉式引力波探测器的投入使用，韦伯棒在带宽与灵敏度上均不能与其相比，逐渐淡出引力波探测的舞台。韦伯虽然没有探测到引力波，但他的努力激发了学术界对引力波探测的兴趣，奠定了引力波探测的基础。基于韦伯棒的引力波探测在相当长的一段时间内提供了稳定的引力波探测手段，其运行周期利用率可达 95% 以上，其他引力波探测技术也对韦伯棒的噪声抑制方法有所借鉴。

3 地面激光干涉式引力波探测器

激光干涉仪是目前最主要的引力波探测仪器，除首次探测到引力波信号的 LIGO 外，意大利的室女座干涉仪 (Virgo Interferometer)、德国的 GEO600、日本的神冈引力波探测器 (Kamioka Gravitational Wave Detector, KAGRA) 均已建成并投入使用，组成了全球联合的引力波观测网。目前，已经建成的激光干涉仪引力波探测器绝大多数 (除 GEO600 外[12]) 为带有法布里-珀罗腔 (Fabry-Pérot cavity, FP 腔) 的迈克尔逊干涉仪，并采用功率循环镜等技术以提高灵敏度[6]。激光干涉仪引力波探测器在精度与带宽上均优于韦伯棒等共振探测器，能响应多种天体演化过程发出的引力波。

自 2015 年 LIGO 首次探测到引力波信号以来，全球各激光干涉引力波探测器已经探测到多个引力波信号[13−15]，并观测到一些引力波信号的电磁对应体[16]。引力波观测揭示了黑洞并合与双中子星并合等天体物理过程的细节，推动了引力波天文学的发展，开启了观测宇宙的新篇章。

3.1 激光干涉探测引力波原理

激光干涉仪引力波探测的核心即是迈克尔逊干涉仪。以 LIGO[17] (升级后被称为 advanced LIGO, aLIGO[18]) 为例，其干涉臂的两端悬挂了用作测试质量 (test mass, TM) 的反射镜，用于检测引力波带来的影响 (见图 4)。当引力波经过时，测试质量便会在引力波的作用下产生位移。干涉仪的两臂等长，在无引力波作用时，干涉仪的输出端 (又称反对称端) 处于暗条纹。如图 5 所示，当有引力波通过时，若引力波的方向与干涉仪平面相匹配，就会引起干涉仪两臂长度发生相对变化。由于引力波的特性，当引力波以垂直于干涉仪平面的方向到来时，会周期性地引起一侧的臂长伸长与另一侧的臂长缩短，从而产生激光相位调制效应。在无引力波情况下，干涉仪的输出为相消干涉，只有经引力波调制后的光会在反对称端产生相长干涉，且输出的光强正比于引力波信号的幅度[17,19,20]。当干涉仪处于这种工作状态时，只有引力波产生的差模信号进入输出端，正常的共模激光则返回激光器中。为了便于对干涉仪的工作状态进行控制，输入激光调制的射频信号。

3.2 激光干涉仪的噪声及其抑制方法

激光干涉仪的噪声主要可以分为两大类：位移噪声与检测噪声。位移噪声导致测试质量及反射镜面的移动，对臂长测量产生干扰；检测噪声则制约了对测试质量的检测精度[17]。

位移噪声主要包括热噪声、地震噪声及控制器噪声等。在低频段，位移噪声的主要来源之一是地震噪声，即由风、海浪、人类活动及小型地震所造成的地表运动，通常可以通过悬挂装置与隔震平台进行过滤。

热噪声是位移噪声的另一主要来源，来源于分子的无规则运动。热噪声主要分为单摆热噪声、镜面热噪声与悬挂热噪声，在所有频段均有影响。单摆热噪声来自反射镜作为一个整体与周围的气体进行的能量交换，这样的能量交换会对反射镜施加一个涨落力，从而产生热运动[21]；单摆热噪声同时源于单摆运动中的耗散力，如残余气体、结构损耗和热弹性损耗等。因此，有必要采用真空室，将反射镜与外界的热交换降至最低[22]；真空室还能够

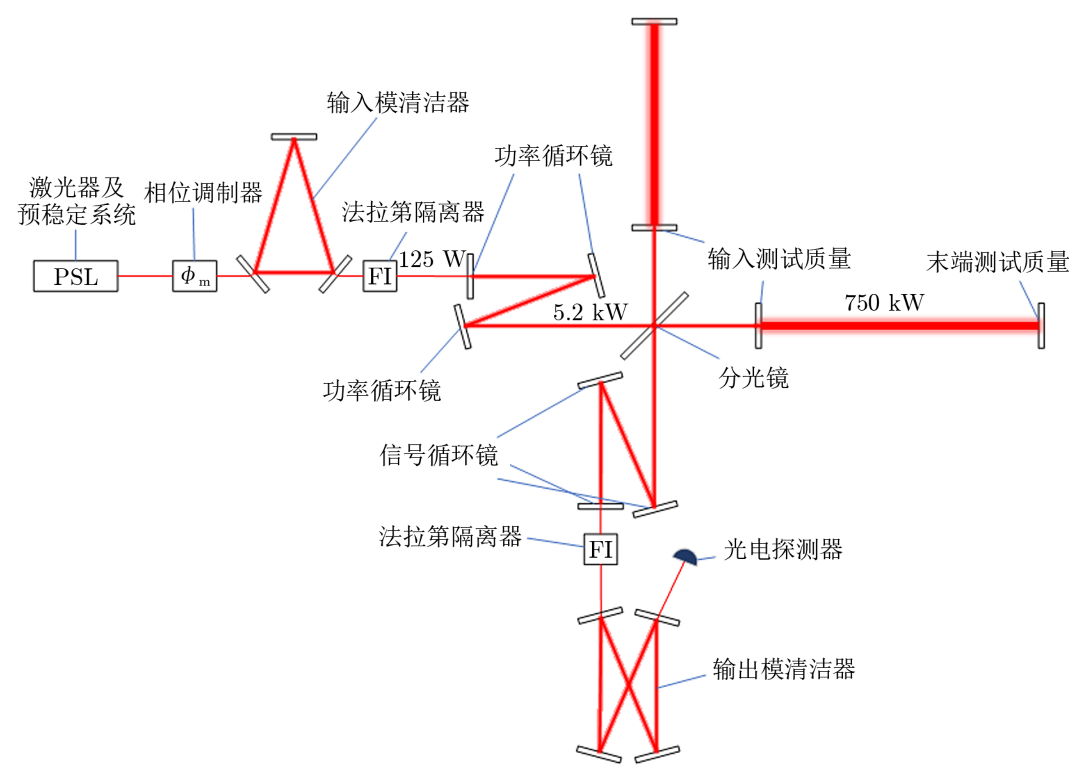


图 4 aLIGO 激光干涉仪结构示意图[18]

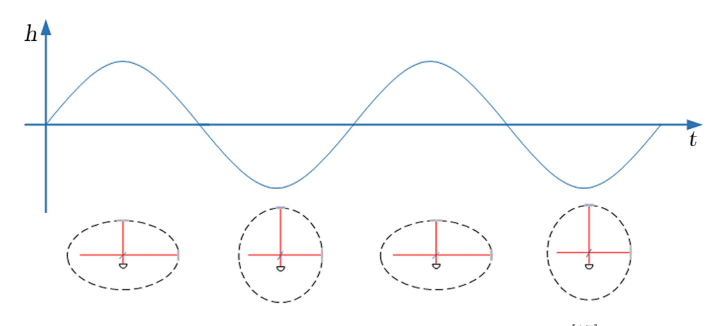


图 5 引力波对干涉仪的臂长影响示意图[17]

对反射镜进行声学隔离，防止声波对反射镜产生影响，以及减少光路中的热涨落等。镜面热噪声由镜面的热声波产生，会对镜面产生扰动；而悬挂热噪声使悬挂装置产生振动，导致臂长发生变化[17]。大部分热噪声都集中在共振频率，而共振频率在设计时就远离探测频段[17]。在探测频带，由于远离共振频率，热噪声与热运动的机械耗散有关。因此，通过设计低机械耗散的悬挂系统，就能降低热噪声带来的影响。即便如此，热噪声的影响也相对较大，想要进一步减少热噪声，就需要采取类似 KAGRA 的低温反射镜技术[23]。

此外，由于地球局部质量的变化 (如空气或土壤)，以及附近物体的运动 (如车辆等)，还会导致局部引力场的变化，这样会带来引力梯度噪声[24]。引力的作用无法通过隔震系统消

除，只能通过远离噪声源解决，如将干涉仪建在地下，或是发射至太空。此外，还需要监控测试质量附近的质量密度涨落，进行实时修正[22]。

检测噪声主要有散粒噪声 (又称霰弹噪声)、暗电流、激光频率稳定性与激光功率稳定性等来源。虽然激光的频率噪声与功率噪声对于输出口是共模的，但干涉仪两臂间共振反射率存在差异，使得载波光会“泄露”进入反对称口，并与调制的射频边带发生干涉，从而产生噪声[17,25]。

在 100 Hz 以上的频带，噪声的主要来源是散粒噪声，该噪声由光子探测的泊松统计特性所造成[11]。理想的散粒噪声密度为[26]：

$$\tilde{h}(f)=\sqrt{\frac{\pi\hbar\lambda}{\eta P_{\rm BS}c}}\sqrt{\frac{1+(4\pi f\tau_{\rm s})^2}{4\pi\tau_{\rm s}}}\quad , \tag{1}$$

式中，π 是圆周率，λ 为激光波长，$\hbar$ 为约化普朗克常数，c 为光速，$\tau_{\rm s}$ 为臂腔的光储存时间，f 为引力波频率，$P_{\rm BS}$ 为分束器处的光功率，η 为探测器的量子效率。此外，分束器处不完美的干涉以及调制的射频边带对反对称口的干扰等情况也会增加散粒噪声[17,26]。可见，抑制散粒噪声的一个途径是增大激光的功率。

除了散粒噪声，反射镜还会受到激光的辐射压力作用而产生辐射压力噪声。散粒噪声与辐射压力噪声均由光的量子特性产生，并称为量子噪声。与散粒噪声不同，辐射压力噪声主要在低频产生影响，其幅值与 $\frac{\sqrt{P}}{f^2}$ 成正比[18]。可见，若仅通过增大激光功率的方法减少散粒噪声，则会导致辐射压力噪声的增加。当两者达到一平衡点时，继续增加激光功率也不能使量子噪声继续减少，这时的量子噪声水平称为标准量子极限 (standard quantum limit, SQL)。图 6 展示了 aLIGO 升级前对灵敏度与 SQL 的预估。图中分别画出未采用信号循环镜时的灵敏度曲线，在全波段均有相对较好的通用配置的灵敏度，以及针对中子星合并特殊优化后的灵敏度曲线。在 aLIGO 中这一极限为 $1.8\times10^{-22}/{\rm Hz}^{-1/2}$。在探测频段内，SQL 约为 10^{-24} 量级[27,28]。SQL 本质上是海森堡不确定性原理的体现，需要通过量子光学的方法才能突破[29]。

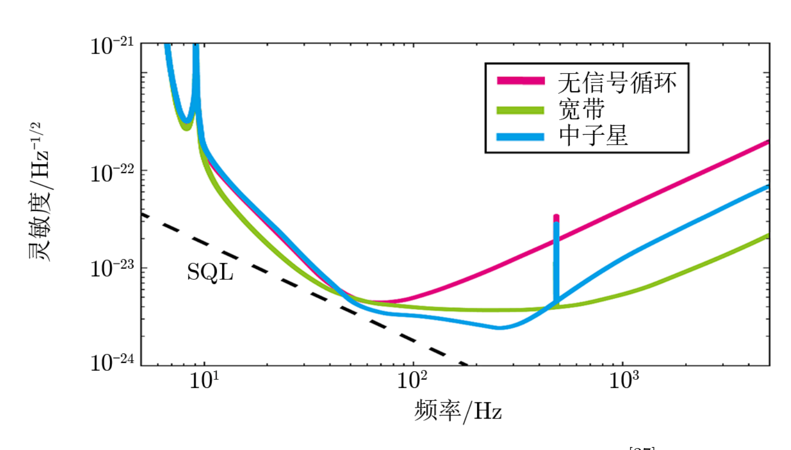


图 6　aLIGO 中的 SQL 与预期灵敏度示意图[27]

除了上述噪声外，激光干涉仪还受到一些其他噪声，如杂散光子噪声：一些从主光束被散射出去的激光被未经震动隔离反射面重新反射回来，与主光束耦合，从而引入额外的噪声。这样的噪声可以通过安装管道光阑的方法降低[30]。此外还有残余气体噪声等，前述的热噪声等也能继续细分。由于篇幅所限，在此并未深入介绍，有关这些噪声的产生机制和处理方法，可参见文献 [21]。

为了从噪声中提取信号，干涉仪的输出信号需要进行初步过滤。针对不同的波源类型，需要采取的过滤方法也不相同。例如，通过设置一系列“数据质量标志”，能够排除一些由于仪器不正常运行产生的错误数据，如执行器处于饱和状态等情况。这些标志的算法通过设置由理论计算得出的引力波波形进行测试，使得干涉仪能够有效辨别出所要探测的波形[31]。LIGO 的数据分析团队也发展出一些基于仪器的过滤方法，能够对人为的噪声进行排除。

LIGO 所探测的波源主要有 4 种：瞬时的已知波源，如近密双星合并；瞬时的未知波源，如引力波暴；持续的窄带波源，如质量不对称的中子星在旋转时产生的引力波；持续的宽频波源，如随机的宇宙背景辐射[17]。

对于近密双星等演化过程已知的天体，可以根据已有模型较为精确地计算出引力波的波形，因此可以通过匹配滤波器提取引力波信号[17,32]。匹配滤波算法需要使用与探测目标对应的模板来进行过滤，LIGO 中使用了 7000 个模板以包含 $7 \sim 35$ 个太阳质量的天体目标。经过优化算法的优化，在保持信噪比下降小于 3% 的前提下降低了模板的数量。当滤波器的输出超过一定阈值时，算法便会生成一个触发信号。当两个 LIGO 探测器的触发信号拥有相似的模板参数并在同一个时间窗口内时，这样的信号便有可能是引力波信号。为了将信号与噪声产生的假信号区分开，需要对每对相符合的信号进行时移分析，将其中一个信号移动一定的时间后再进行比对。若信号是由噪声产生的，那么其对于时移后的信号仍然是相似的。只有通过了时移检验的信号才被认为是引力波候选信号[17,33,34]。

对于引力波暴事件 ($t \leqslant 1$ s)，由于这种引力波的产生机制较为复杂，无法对其精确建模，因此需要使用其他算法进行过滤。目前主要有 3 类方法[17]。

(1) 对信号进行傅里叶频谱分析或小波分析，找出其时频域中功率显著高于探测器的基线噪声水平的分量。对于满足条件的信号，再通过上文所述的方法进行进一步的分析。

(2) 直接在不同探测器的信号中寻找共同的信号。这通常通过计算两信号的互相关系数来实现。由于两探测器中探测器响应特性不同，可能导致信号相似度降低，因此这种方法不够可靠。

(3) 结合上述 2 种方法，使用多个探测器的数据进行分析。多个探测器的数据使得结果的可靠性进一步加强。

上述方法在对引力波暴的搜寻中效果较好，虽然比已知波源的匹配滤波法灵敏度低，但这些方法计算效率较高，且通常灵敏度仍有匹配滤波法的 1/2[17]。

对于持续型的引力波信号，也可以通过互相关法进行搜寻。对于这些信号的搜寻，文献 [17] 中有所提及。此外，目前也有使用机器学习等技术进行噪声排除的研究[35]。

3.3 激光干涉仪的改进

3.3.1 四级悬挂系统

为了实现对热噪声和地震噪声的抑制，目前世界上各个干涉仪均采用了隔震平台与悬挂装置组合的方式[36]。悬挂系统相当于一个机械滤波装置，能够对其共振频率以上的水平方向的干扰进行过滤。这一方法能够将地震噪声降低至 10^{-10}，使得探测灵敏度达到 $10^{-22}\ \mathrm{Hz}^{-1/2}$ 左右[36]。为了抑制热噪声，可以采取与韦伯棒相似的方法，即使用高品质因数的材料。同时，如前文所述，悬挂系统的热噪声与系统的机械损失有直接关联，所以设计低机械损失的系统就能对热噪声进行抑制。事实上，悬挂系统本身就是一种机械损耗极低的系统，其对热噪声具有“稀释”作用，因此整个系统的机械损失能够远低于悬挂材料本身的机械损失[36,37]。

然而，即便使用了悬挂系统，热噪声仍是干涉仪噪声的主要来源之一[17]。因此，有必要进一步减少悬挂系统本身的热噪声。目前各干涉仪广泛采用的是由 GEO600 最先设计使用的四级悬挂系统[38]。图 7 是 GEO600 中四级悬挂系统的结构简图。早期的悬挂系统中，反射镜通常由钢琴线悬挂[39]，但后续研究表明熔融石英纤维拥有更好的机械损失性能，其机械损失是金属制线缆的 1/100[40]。通过使用氢氧化物催化键合 (hydroxide catalysis bonding, HCB) 技术，将熔融石英纤维焊接到反射镜的两侧，能够实现 2×10^{7} 的品质因数[41]，并在 aLIGO 中提高至 $(1.1\sim1.6)\times10^{9}$[18]。为了抑制热弹性噪声，熔融石英纤维被设计为哑铃型[42,43]，且中间段的直径设计值恰好使得杨氏模量引起的形变与热弹性效应相互抵消[36]。

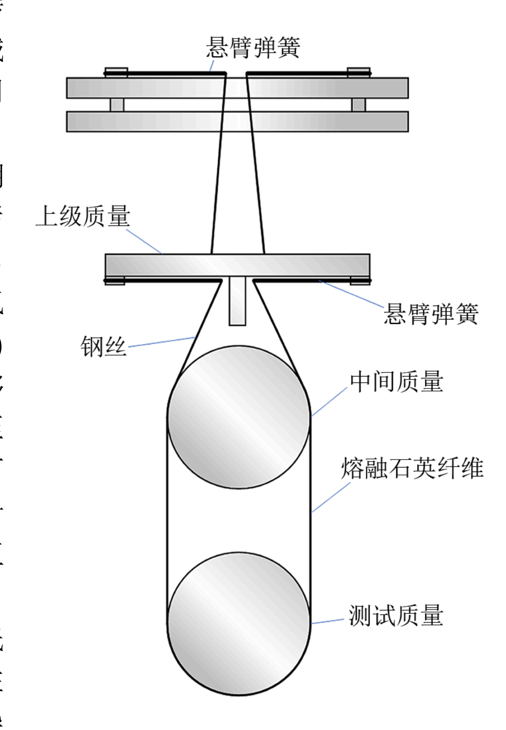


图 7 GEO600 使用的四级悬挂系统[38]

在未来对干涉仪的升级中，将反射镜冷却至低温是一项重要的抑制热噪声的手段[23,36]。然而，在低温下熔融石英纤维的机械损失将显著提高，且导热性有所降低，使得其不适合用作低温反射镜的材料。目前，日本的 KAGRA 已经实现了低温反射镜，其反射镜与悬挂丝均由蓝宝石制成[23,44]。蓝宝石在低温下的品质因数接近 108[23,45]，因此比熔融石英更适合作为低温反射镜的材料。KAGRA 也采用了多级悬挂系统，并将反射镜、中间质量等与最上层隔离开来，以防止低温对反射镜产生影响[45]。

3.3.2 双重循环

在激光干涉仪中，循环可分为两种：功率重循环和信号重循环[46]。功率重循环能在不增加激光器的功率或损失带宽的前提下增强干涉仪中的激光功率，以压制散粒噪声；信号

重循环则能增加引力波调制的信号边带在干涉仪中的存储时间，可实现对特定波段的增强[47]。

干涉仪的反对称口处于暗条纹时，对称口 (即激光进入干涉仪的口) 处于亮条纹，此时激光的大部分能量将返回激光器。若在对称口设置反射镜，可以使这部分能量重新进入干涉仪。工作在暗条纹下的迈克尔逊干涉仪可以等效为一复合反射镜，而功率循环镜 (power recycling mirror, PRM) 与干涉仪的等效反射镜组合并形成了另一共振腔，这一技术与 FP 腔相结合，与简单的迈克尔逊干涉仪相比，能将干涉臂中储存的激光功率提高约 8 000 倍[17]。由式 (1) 可以看出，当激光的功率上升 ΔP 时，散粒噪声将降低 $\sqrt{\Delta P}$ 倍，从而实现了对散粒噪声的抑制。然而，这一效果将受到镜面吸收与反射以及波形畸变等因素的影响[46]，实际提升稍有下降。在最初的 LIGO 设计中，实际散粒噪声比理论值高出约 3×10^{-24} $\mathrm{Hz}^{-1/2}$[17]。

以 aLIGO 为首的新一代干涉仪采用了一种新的重循环方式：信号重循环[18]。在干涉仪的反对称口设置一信号循环镜 (signal recycling mirror, SRM)，使得引力波调制的信号边带返回干涉仪进行循环。这种循环方式使得干涉仪对镜面缺陷要求更低，因而能够提高探测信号的效率[18]。同时，SRM 也能够减少载波光在反对称端的损失[47]。当载波光频率与信号循环腔的频率不符时，信号重循环还会使散粒噪声与辐射噪声产生关联性，因此干涉仪将突破 SQL 的限制，在特定频段上能达到 SQL 的1/2[48]。

3.3.3 模清洁器与直流读出方式

模清洁器是一种经特殊设计的光学共振腔，其主要作用为过滤激光中对探测引力波无用的高阶模态分量，而留下 TEM_{00} 模态[49]。在第一代干涉仪中，干涉仪输入端就已经设置了一个输入模清洁器 (input mode cleaner, IMC)，用于过滤激光器产生的高阶模态和高频噪声[17]。在 aLIGOc 为首的第二代干涉仪中，干涉仪的反对称端上又增设了一个输出模清洁器 (output mode cleaner, OMC)，以实现直流读出方式 (DC-readout)。OMC 的增设消除了由臂上的共振腔产生的非 TEM_{00} 分量，以及因干涉仪控制需要而调制在载波光上的射频边带控制信号[17,50]，减少了进入光电探测器的无用信号，极大地提高了信噪比[18]。实际应用中，需要调整 OMC 的细度、长度和古伊相移等参数，使得其接近理想 OMC，对散粒噪声的贡献不超过 5%[50]。

经由引力波调制的光边带，其频率通常在 10^{14} Hz 量级[51]，因此不能通过光电探测器直接读出，需要一个额外的光源进行解调。第一代干涉仪采用的是外差法，通过在激光上加载一个射频边带，并使臂长偏移几厘米，即所谓的 Schnupp 不对称[52]，使得射频边带能够进入输出端并充当本地光源。这种方式能够对全部正交分量进行测量，并且在全频段获得最优灵敏度成为可能[53]，但各种误差之间存在耦合，因此干涉仪的灵敏度大幅降低。第二代干涉仪普遍采用直流读出方式[18,44,54]，通过使干涉仪略微偏离暗条纹状态，小部分载波光能够进入反对称端，进而可以直接通过光电传感器读出[51]。这种读出方式受激光功率稳定性影响严重，因而未在第一代干涉仪中采用。采用直流读出方式可以增加对散粒噪声的信噪比[51,53]，并能够减少其他噪声的耦合[51,55]，且可以简化光探测器的设计[51]。此外，这种读出方式也为后续引入压缩态光场创造了条件。

3.3.4 压缩态光场

在新一代的干涉仪中，大部分噪声都被有效地抑制，干涉仪的灵敏度主要受限于光的量子特性，其灵敏度已经达到或接近 SQL[29]。提高干涉仪中的激光功率能够抑制散粒噪声，但过高的功率会对光学元件产生影响，并提高光辐射噪声[56]。想要有效地抑制散粒噪声，则需要引入压缩态光场。

在量子力学中，光场可以用正交相位算符和正交振幅算符描述，它们是由产生算符和湮灭算符的线性组合构成的一组正交量。两分量的不确定度受海森堡不确定性原理制约。在真空态与相干态中，两分量具有相同的涨落；而在压缩态中，一个分量上涨落水平受到抑制，而另一分量的涨落则增加，总乘积仍然满足不确定性原理[57]。借助正交图像[58]，可以更清楚地理解压缩态。图 8 中，虚线形成的椭圆代表了光的不确定性造成的“云”，E_1 和 E_2 分别表示正交振幅和正交相位的涨落。由引力波引起的镜面移动反映在光的相位变化上，因此其与正交相位方向一致，用 $E_{\rm GW}$ 表示。此外，辐射压力会通过引起镜面的移动，将正交振幅的涨落耦合到相位的变化上，因此在该方向上还有因正交振幅耦合产生的涨落，用 $E_{\rm RP}$ 表示[21,58]。压缩态光场就是将其中一个正交分量，如将正交相位压缩，则该分量的涨落也降低，从而提高信噪比。然而，根据不确定性原理，对正交相位的压缩必然导致正交振幅的涨落增加。由于光辐射噪声的存在，正交振幅的耦合会导致正交相位上的噪声增加，因此在低频段反而获得更差的灵敏度。需要适当调整压缩角，在低频段对正交振幅压缩以压制光辐射噪声；而在高频段，散粒噪声占主导地位，则需要对正交相位进行压缩。通过采取随频率变化的压缩态，压缩态光场能够在较宽的频段上提高干涉仪的灵敏度[59]。有关压缩态光场的详细描述，请参考文献 [21, 58]。

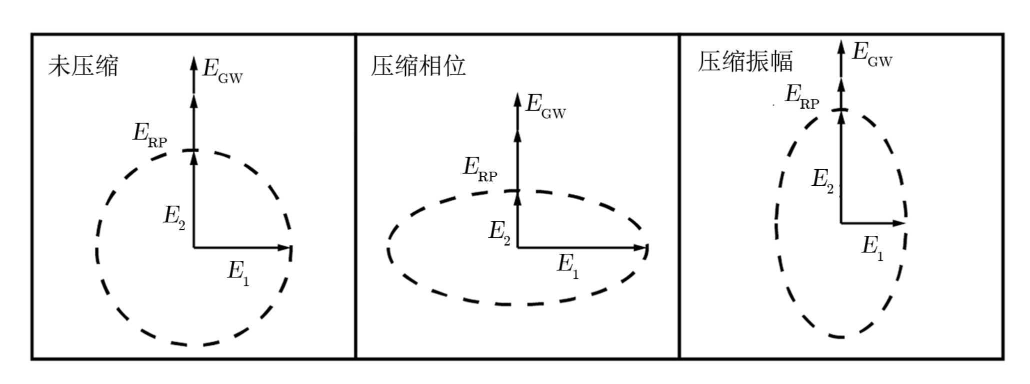


图 8 压缩态光场对噪声-信号比的影响[58]

若压缩态中的光子的相干振幅为 0，这种压缩态被称为压缩真空态[60]。通过在反对称端注入压缩真空态，压缩态光场与引力波信号的光场可相互重叠，并与之产生关联。这样便产生了一种纠缠态[29]，使得干涉仪两臂中的光产生关联，两臂中的量子噪声就会相互抵消。通过这种方法，可以降低量子噪声的影响。压缩因数越高，则压缩态的作用越明显[61]。3 dB 的压缩因数能够使散粒噪声信噪比提高至原来的 $\sqrt{2}$ 倍，相当于将激光功率提高为 2 倍的效果；而 10 dB 的压缩因数则能产生 10 倍的激光功率提升的效果。然而，高压缩

因数受到系统中光损耗的制约。在 GEO600 中，10 dB 的压缩光在通过光学系统后仅产生 3.5 dB 的效果[57]，而 LIGO 在注入 10.3 dB 的压缩态后仅获得 2.2 dB 的效果[62]。想要获得更好的降噪效果，除了提高压缩因数，还需减少系统中的光损耗。

目前，压缩态的产生通过非线性光学原理完成。图 9 展示一种典型的压缩态产生装置，图中红色激光为原始激光，绿色激光为原激光的二次谐波，虚线为产生的压缩态光。一束与干涉仪激光同频率的激光经空间模态过滤后，由二次谐波产生器 (second harmonic generation, SHG) 变为原波长的 1/2，再由光参量放大器 (optical parametric amplification, OPA) 产生压缩态。SHG 和 OPA 均由 MgO: LiNbO3 晶体制成，背面镀有介质膜，与另一反射镜构成共振腔。

上述的压缩态注入过程中，注入的压缩态均与频率无关。与频率无关的压缩态仅能在特定频段产生改善作用，而在其他频段有可能使干涉仪的灵敏度降低[58]。这是由于压缩态对于散粒噪声的抑制作用将导致光辐射噪声的增加[63]。为了获得更宽频段内的灵敏度改善效果，引入的压缩态须与频率相关，即压缩的正交分量随频率有一定旋转的压缩态[64] (见图 10)，使得压缩态的旋转角与频率相匹配，并在全频段上产生作用。目前基于非线性光学的压缩态产生机制所产生的压缩态均与频率无关，而要获得与频率相关的压缩态则需要让压缩态经过失谐的 FP 腔[63]。这样的腔被称为“滤波腔”[28]。压缩态的旋转有两种形式，在压缩态进入干涉仪前进行旋转称为输入滤波，而在压缩态离开干涉仪时进行旋转称为输出滤波或变分读出。研究表明，这两种方法在光损耗上并无显著差别[63]，但输出滤波方式对于光学损失更敏感[65]。

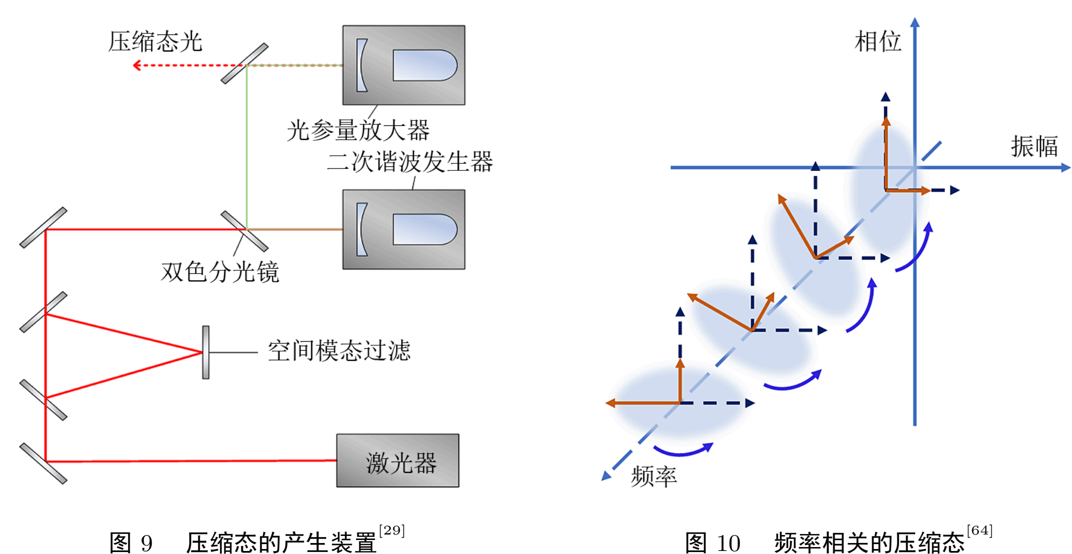


图 9 压缩态的产生装置[29]

图 10 频率相关的压缩态[64]

目前，与频率相关的压缩态尚处于实验阶段，并未有干涉仪应用与频率相关压缩态，但被一些干涉仪的团队列为未来对干涉仪升级的一部分[18,66]。压缩态的引入将使干涉仪的灵敏度得到大幅提升，进一步增强探测微弱引力波信号的能力。

4 空间引力波探测

空间引力波探测同样是基于激光干涉仪的引力波探测方式。由于太空中的卫星相距很远，因而空间引力波探测能实现较长的臂长，目前已有的空间引力波探测计划中，除日本 DECIGO 的臂长为 1 000 km[5]，中国天琴计划的臂长为 10^5 km[3] 外，其余探测计划的臂长均设定在 10^6 km[31,67]。由于干涉仪的最佳频率与臂长成反比[31]，空间引力波探测的频段比地面激光干涉仪更低。相比于 LIGO 等地面引力波探测器，空间引力波探测能够对多种天体目标进行观测[5,67]，具有重大科学意义。预计在 2030 年前后，将有多个空间引力波干涉阵列建成。空间引力波探测将丰富人类对宇宙的认识，为引力波天文学研究打开新窗口。

4.1 空间引力波探测的原理

空间引力波探测同样通过激光干涉测量引力波。目前的空间引力波观测计划均采用三星正三角形编队的方案 (见图 11)，3 颗星间两两建立激光链路。每条激光链路的两端均有外差干涉装置并对外发射几瓦特的 1 064 nm 激光 (DECIGO 中为 515 nm)[3,5,31,67]。接收端接收到的激光功率仅有几百皮瓦量级，因而不能直接将其反射回发射端，而需要通过锁相技术，从接收端主动发送一个与接收到的激光相位锁定并有一定频率偏移的激光，从而使发送端能够接收到相位差信息，以测量 2 颗卫星间的相对距离变化。激光链路是双向的，上述过程在每 2 颗卫星的链路中的两个方向均相同。

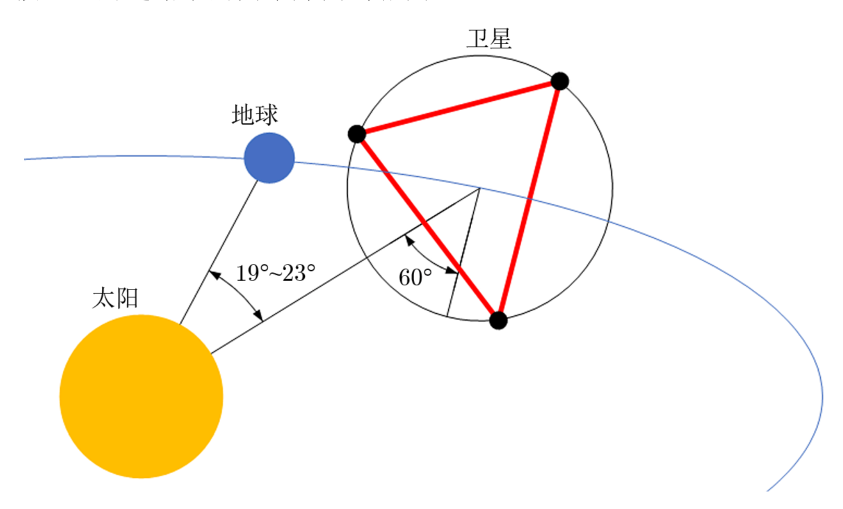


图 11 空间引力波探测示意图[67]

卫星接收到的光并不直接与另一臂的光进行干涉，而是记录下卫星间的位移信息，并由后期数据处理，将两臂上的相位信息相加而得到“合成”的迈克尔逊干涉仪[68]。通过这种方法，可以将每 4 条激光链路合成为 1 个迈克尔逊干涉仪，其中 2 条为发射至另外 2 颗卫星的激光，2 条为从另外 2 颗卫星接收到的激光。在 LISA 中，3 星间的激光干涉测距被合成为 2 个虚拟的迈克尔逊干涉仪，以及 1 个塞格纳克干涉仪[67]。2 个迈克尔逊干涉仪相互独立，可同时对两种不同极化方向的引力波信号进行测量。由于塞格纳克干涉仪对引力波信号

不敏感，其能够用于刻画干涉仪的背景噪声水平。

三星编队在公转过程中星间距离在不断改变，但该项变化的周期为几个月，因而在空间引力波探测的目标 mHz 波段几乎不产生影响。此外，由于三星编队在绕太阳运行的过程中轨道平面非固定，使得干涉仪能够对引力波源的方向进行定位，便于在电磁波段寻找对应天体[67]。

4.2 空间引力波探测中的无拖曳控制

由于空间中除引力外还存在多种其他作用力，如恒星风、磁场等，将影响卫星的运动，使之不能处于自由落体状态，从而对观测产生干扰[69]。通常，由外部干扰力引起的位移远大于由引力波引起的位移，因此探测引力波信号变得几乎不可能[5]。邓剑峰等人[69]提出，须采用无拖曳控制 (frag-free control) 的方法，使卫星跟踪测试质量移动。由于卫星对测试质量具有保护作用，能够隔离其他作用力，确保测试质量仅受引力影响而处于自由落体状态[69]，从而使通过测量相对位移探测引力波成为可能。

无拖曳控制的核心原理是对处于准自由落体状态的测试质量与卫星的相对位移进行测量，由控制系统控制微牛级推进器进行调整，抵消作用在卫星上的外部扰动。无拖曳控制主要有两种模式：位移模式和加速度计模式[69,70]。由于激光测距等装置均安装在卫星上，无拖曳控制的精度直接决定了激光测距的精度，也就决定了引力波探测的灵敏度。为消除其他作用力的影响，还需要对卫星内部的串扰等噪声来源进行抑制[71]。宇宙射线可能轰击测试质量，使测试质量带电，从而受到星际磁场力等干扰，因此还需要安装紫外照射系统，以消除测试质量上的电荷[72]。

无拖曳技术最早在 1964 年由 Lange 提出，后有多颗科学卫星使用了无拖曳控制技术。目前，无拖曳控制精度最高、效果最好的卫星是由 ESA 发射的 LISA 探路者 (LISA pathfinder, LPF) 卫星。该卫星在探测方向上实现了 5.0×10^{-15} $\mathrm{m\cdot s^{-2}\cdot Hz^{-2}}$ 的控制精度[71]，满足了引力波探测的需求。LPF 实现无拖曳控制的示意图如图 12 所示。

LPF 搭载的无拖曳控制系统与传统的无拖曳控制卫星不同。LPF 携带有 2 个测试质量，分别对应两条激光链路。每个测试质量均为金-铂合金制造的立方体，放置于电极外壳中，由该外壳提供静电屏蔽和静电力控制功能[72]。由于 2 个测试质量不同的位移不可能同时由无拖曳控制进行跟随，因此需要对其中一个测试质量进行无拖曳控制，而对另一测试质量通过静电力控制其跟随卫星[71]。

4.3 无拖曳控制的噪声

无拖曳控制的噪声主要来源于位移测量噪声、控制力噪声以及环境噪声[73]。位移测量噪声主要来源于电路中的热效应，同时电路中的不稳定性有可能放大来自电极的位移信号，从而造成位移测量的不准确性；控制力的噪声取决于控制电流的稳定性，它影响了施加到测试质量上的静电力的稳定性；环境噪声主要有测试质量带电和热梯度效应等。两电极间热梯度的涨落会通过热辐射和放气过程等效应对测试质量产生扰动。LPF 采用低导热系数的材料，将热梯度产生的噪声成功地抑制在指标内。

无拖曳控制采用微推进器作为执行器，微推力器在测量频段内的噪声也需要满足要

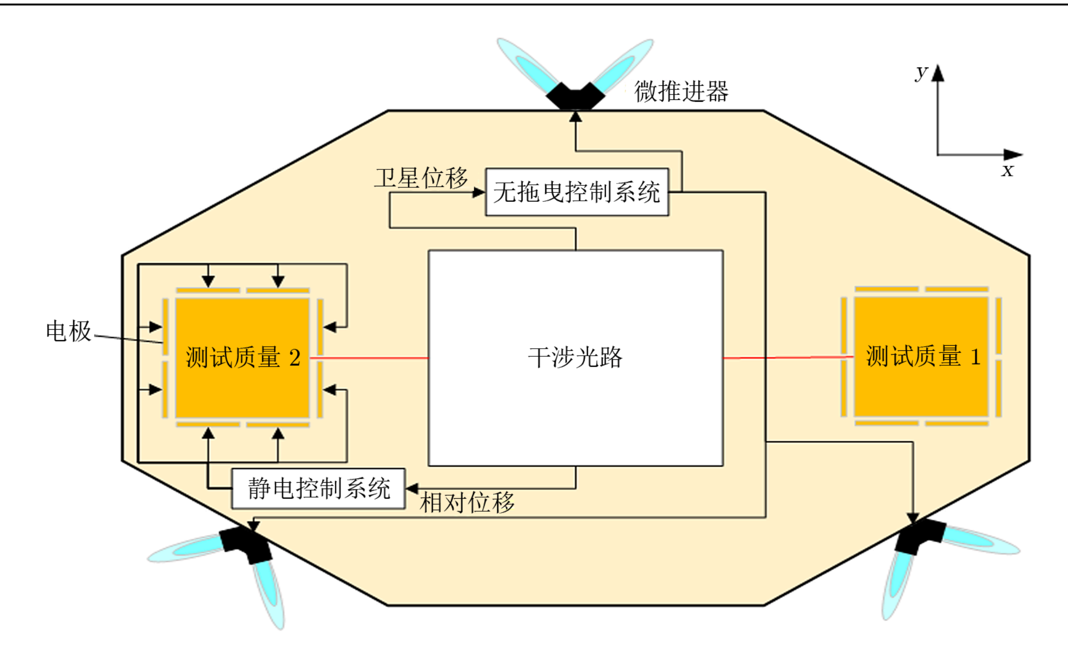


图 12　LPF 卫星无拖曳控制示意图[71,72]

求[69]。LPF 上除冷气推进器外，还携带了 8 个 NASA 提供的胶体推进器，其在目标波段的噪声达到 0.1 μN·Hz$^{-1/2}$[74]。在近地轨道上，扰动量级较大，需要采用推力更大的推进器 (如冷气推进器) 才能满足控制需求[69]。

在 LPF 中，1 mHz 以下的噪声主要由星敏感器产生[71]。LPF 的星敏感器主要用于提供姿态控制的信号。在 LISA 上，姿态感知则通过对激光的差分波前传感完成[67]，因此姿态控制的噪声比 LPF 低 4 个数量级，达到 10^{-8} rad·Hz$^{-1/2}$ 量级[71]。在 1 mHz 及以上的频段，噪声则主要由对测试质量位移的测量噪声和作用与测试质量的控制力的噪声决定[71]。

4.4　激光干涉的噪声抑制

与地面激光干涉仪相似，空间引力波探测同样受制于散粒噪声等量子噪声限制。如前所述，星间激光功率较小，因此主要噪声为散粒噪声[75]。由于卫星平台的限制，增大镜面功率或增加激光功率均会增加任务难度，并降低卫星寿命和稳定性。同时，由于卫星距离较远，实现星间 FP 腔是不现实的，目前仅 DECIGO 计划采用 FP 腔[5]。随着臂长的增加，散粒噪声与光辐射噪声的平衡频率将下降，因而噪声总体向低频移动[5]。LISA 的设计散粒噪声约为 4.7 pm·Hz$^{-1/2}$[67]。

空间引力波探测的另一噪声来源是激光频率噪声，或相位噪声。激光器的频率噪声水平通常比 LISA 的散粒噪声高 12 ~ 15 个量级[76]，是主要噪声来源之一。LISA 运用与地面干涉仪相似的 PDH 方法[77,78]对频率进行预稳定。LISA 臂长的变化频率远低于测量频段，而在测量频段内几乎没有变化，因而可以通过锁臂技术，将激光频率与干涉仪臂长进行锁定，进一步稳定激光频率 (见图 13)。在经过预稳定阶段和锁臂处理后，激光的频率噪声可被抑

制到 10^{-4} Hz$^{1/2}$[76]，满足后续数据处理的需求[77]。最后，通过时间延迟干涉 (time-delayed interferometry, TDI)[79] 的数据处理技术，可以对残余的频率噪声进行抑制[67]。

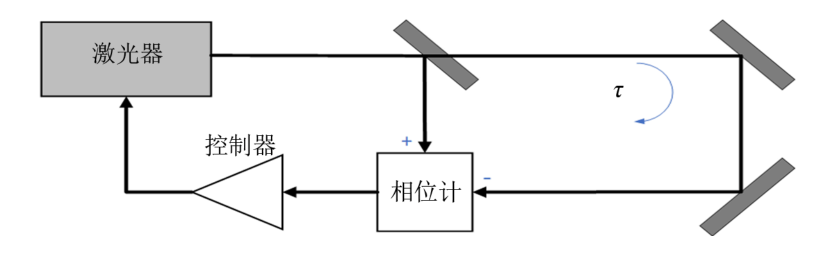


图 13 锁臂技术原理示意图[76]

锁臂技术的原理如图 13 所示。锁臂技术与 PDH 技术中将激光频率和 FP 腔的共振频率锁定的技术类似，利用 LISA 的臂长相对稳定的特性，将激光频率与 LISA 的臂长进行锁定。在考虑多普勒频移的情况下，通过将当前激光的相位与在干涉臂中延迟 τ 后的相位进行对比，可以获得激光的频率噪声信号，由控制系统反馈回激光器，最终获得稳定的相位[76]。为了解决锁臂控制过程中较长的暂态过程和控制增益受频率限制等问题，Sutton 和 Shaddock[80] 提出了双锁臂技术，利用 LISA 相邻两臂间的时间常数 τ 不等的特性，成功抑制了初始的暂态过程，将暂态过程的时间常数由原来的 10^6 s 压缩到 10 s，使得暂态过程的能量集中在高频，并消除了处于 LISA 探测波段中的零频点。

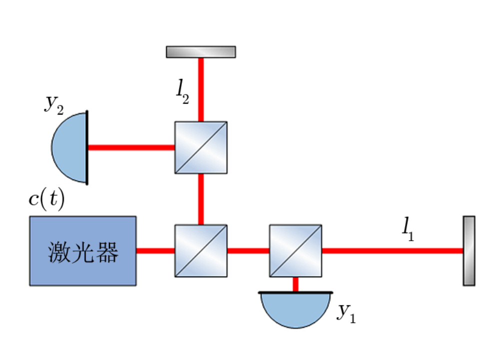


图 14 TDI 原理示意图[82]

受到锁臂控制中时钟噪声、卫星的位移噪声和散粒噪声等因素的制约，在实际应用中锁臂技术最多能将激光频率稳定性抑制到 10^{-2} 量级[77]，依然远大于探测引力波所需要的 10^{-6} Hz$^{1/2}$[81]，需要采取 TDI 技术对信号进行处理，以降低频率噪声的影响。以前两代 TDI 技术为基础，Vallisneri 等人[82] 提出第三代 TDI，解决了前两代 TDI 中臂长变化的限制问题。TDI 的核心思想是通过对探测量的时移和组合，使得两臂间的激光频率噪声能够相互抵消[83]。以第一代 TDI 为例 (如图 14 所示)，设卫星对于激光相位的测量表达式为：

$$y_i(t) = h_i(t) + C(t-2L_i) - C(t) + n_i(t) \quad , \tag{2}$$

其中，$i=1,2$ 表示相邻的两干涉臂的编号，$y_i(t)$ 为 t 时刻对激光相位的探测量，$h_i(t)$ 为引力波的贡献，$C(t-2L_i)$ 表示激光发出时的频率噪声，$2L_i$ 即为对应臂中的激光往返时间，$n_i(t)$ 为相位读出噪声。式中，中间两项表示将 $t-2L_i$ 时刻发出的激光与当前发出的激光相减。

若将两臂的测量数据相减，可以得到一个新的量 $\varLambda_1(t)$，表示为：

$$\varLambda_1(t) \equiv y_1(t) - y_2(t) = h_1(t) - h_2(t) + C(t-2L_1) - C(t-2L_2) + n_1(t) - n_2(t) \quad . \tag{3}$$

将 $y_1(t)$ 延后臂 2 中光的往返时间，$y_2(t)$ 延后臂 1 中的往返时间，则可以得到组合量 $\Lambda_2(t)$，表示为：

$$\begin{aligned}\Lambda_2(t) \equiv y_1(t-2L_2) - y_2(t-2L_1) = h_1(t-2L_2) - h_2(t-2L_1) + \\ C(t-2L_1) - C(t-2L_2) + n_1(t-2L_2) - n_2(t-2L_1) \quad .\end{aligned} \tag{4}$$

注意到 $\Lambda_1(t)$ 和 $\Lambda_2(t)$ 中频率噪声具有相同的形式，将其相减便得到 $\Sigma(t)$，表示为：

$$\begin{aligned}\Sigma(t) \equiv \Lambda_2(t) - \Lambda_1(t) = h_1(t-2L_2) - h_1(t) - h_2(t-2L_1) + \\ h_2(t) + n_1(t-2L_2) - n_1(t) - n_2(t-2L_1) + n_2(t) \quad .\end{aligned} \tag{5}$$

由公式 (5) 可知，频率噪声被完全消除。上述的推导过程假设了卫星间的距离恒定不变，因此第一代 TDI 技术实用性不佳[82]。第二代 TDI 技术考虑了卫星间距离的变化，但仅适用于距离呈线性变化或变化缓慢的情形[82,84]；尽管如此，第二代 TDI 仍然足以将频率噪声抑制至 LISA 的要求以下[82,85,86]。

TDI 技术的应用还要求星上实现星间绝对距离的测量与时钟同步，以便进行后续的数据处理。LISA 中卫星时钟的精度要求好于 3 ns，且星间时钟同步性须优于 1 ns[67]。绝对距离的测量则通过伪随机码的方式来实现[87,88]：通过在激光上调制一伪随机码信号，接收端就可以根据该信号得到激光发出的时间，通过星上时钟便可得到激光在两星间的传播时间，即星间的绝对距离。调制的信号通常在 MHz 波段，以免对引力波探测产生干扰[87,89]。通过这种方法，星间绝对距离的测量误差均方根可以达到 0.19 m[87]，满足 LISA 的设计指标。

5　总　结

引力波的探测已经取得惊人的成果，不仅证实了引力波的存在，还发现了之前从未观测到的致密天体合并事件[13]。引力波探测技术经过几十年的发展，从早期的共振质量棒发展到如今的精密激光测量，实现了灵敏度的大幅提升，从 10^{-16} 提升至 10^{-23}[7,18]。引力波探测器的噪声抑制技术是实现引力波探测不可或缺的一环，aLIGO 在采用新型悬挂系统、信号重循环和直流读出等技术后，不久便首次探测到引力波[90]。随着日本的 KAGRA 干涉仪于 2020 年开始运行[91]，全球已经建立起一个激光干涉仪引力波探测网络。目前，现有的引力波探测器仍有后续的改进计划[92]，如采用频率相关的压缩态光场，以及采用类似 KAGRA 的低温反射镜等。此外，还有新一代干涉仪计划，如欧洲的爱因斯坦望远镜 (Einstein Telescope)[93] 和美国的宇宙探索者 (Cosmic Explorer)[94]，进一步将灵敏度提升至 10^{-24} 量级。新一代干涉仪将拥有更长的臂长，更大的激光功率和更低的热噪声水平，以达到极高的灵敏度[6]。毫无疑问，目前已有的噪声抑制技术还须进一步优化与提升，才能实现如此精密的探测工作。

空间引力波探测是未来引力波探测发展的另一重点。空间引力波探测能够实现对低频引力波信号的探测，能够对多种重要的天体目标进行探测[67]。太空中复杂的环境与卫星载

荷的限制使得空间引力波探测需要采取一系列与地面干涉仪不同的噪声抑制技术，以实现与地面探测器相近的灵敏度。锁臂[76]、TDI[83]和无拖曳控制[95]等技术经过数十年的发展，在 LPF 上成功验证空间引力波探测的可行性[71,74]。在 2030 年空间引力波探测器建成后，必将为人类打开观测宇宙的新窗口。

引力波探测不仅能推动天文学等基础学科的发展，还能提高国家工程水平与综合国力。引力波探测所需的极低灵敏度探测势必将提高国内科技水平，对于打破国外科技垄断与发展自主科技产业具有重要促进作用。

参考文献：

[1] Thorne K S. Rev Mod Phys, 1980, 52(2): 285
[2] Aguiar O D. Res Astron Astrophys, 2011, 11(1): 1
[3] Luo J, Chen L S, Duan H Z, et al. Classical Quantum Gravity, 2016, 33(3): 5010
[4] Hu W R, Wu Y L. Natl Sci Rev, 2017, 4(5): 685
[5] Kawamura S, Ando M, Seto N, et al. Prog Theor Exp Phys, 2021 (5): 105
[6] Bailes M, Berger B K, Brady P R, et al. Nat Rev Phys, 2021, 3(5): 344
[7] Weber J. Phys Rev Lett, 1969, 22(24): 1320
[8] Pustovoit V I. Phys-Usp, 2016, 59(10): 1034
[9] Weber J. Phys Rev Lett, 1966, 17(24): 1228
[10] 严宇钊, 杨明, 姜万录. 电子测量技术, 2019, 42(24): 108
[11] Astone P, Ballantini R, Babusci D, et al. Classical Quantum Gravity, 2008, 25(11): 4048
[12] Dooley K L, (For The LIGO Scientific Collaboration). J Phys: Conf Ser, 2015, 61: 2015
[13] Abbott R, Abbott T D, Abraham S, et al. ApJ, 2020, 896(2): L44
[14] LIGO Scientific Collaboration And Virgo Collaboration, Abbott R, Abbott T D, et al. Phys Rev Lett, 2020, 125(10): 1102
[15] Abbott B P, Abbott R, Abbott T D, et al. Phys Rev Lett, 2017, 119(16): 1101
[16] Troja E, Piro L, Van Eerten H, et al. Nature, 2017, 551: 71
[17] Abbott B P, Abbott R, Adhikari R, et al. Rep Prog Phys, 2009, 72(7): 6901
[18] Aasi J, Abbott B P, Abbott R, et al. Classical Quantum Gravity, 2015, 32(7): 4001
[19] 李永贵, 张晓莉, 李英民. 中国科学: 物理学力学天文学, 2017, 47(01): 23
[20] Takahashi R, Mizuno J, Miyoki S, et al. Phys Lett A, 1994, 187(2): 157
[21] 王运永. 引力波探测[M]. 北京: 科学出版社, 2020: 183
[22] 王运永, 朱宗宏. 现代物理知识, 2019, 31(03): 56
[23] Ushiba T, Akutsu T, Araki S, et al. Classical Quantum Gravity, 2021, 38(8): 5013
[24] Saulson P R. Phys Rev D, 1984, 30(4): 732
[25] Camp J B, Yamamoto H, Whitcomb S E, et al. J Opt Soc Am A, 2000, 17(1): 120
[26] Niebauer T M, Schilling R, Danzmann K, et al. Phys Rev A, 1991, 43(9): 5022
[27] Waldman S. ArXiv preprint arXiv:1103.2728, 2011
[28] Kimble H J, Levin Y, Matsko A B, et al. Phys Rev D, 2001, 65(2): 2002
[29] Schnabel R, Mavalvala N, McClelland D E, et al. Nat Commun, 2010, 1: 121
[30] Austin C D. Dissertation, Louisiana State University, 2020: 27
[31] 罗子人, 张敏, 靳刚. 科学通报, 2019, 64(24): 2468.
[32] Owen B J, Sathyaprakash B S. Phys Rev D, 1999, 60(2): 2002
[33] LIGO Scientific Collaboration, Abbott B P, Abbott R, et al. Phys Rev D, 2009, 79(12): 2001

[34] Abbott B, Abbott R, Adhikari R, et al. Phys Rev D, 2008, 77(6): 2002
[35] Vajente G, Huang Y, Isi M, et al. Phys. Rev. D, 2020, 101(4): 2003
[36] Van Veggel A-M A. Philos. Trans. Royal Soc. A, 2018, 376(2120): 20170281
[37] González G. Classical Quantum Gravity, 2000, 17(21): 4409
[38] Robertson N A, Cagnoli G, Crooks D R M, et al. Classical Quantum Gravity, 2002, 19(15): 4043
[39] Gillespie A, Raab F. Phys Lett A, 1994, 190(3): 213
[40] Cagnoli G, Gammaitoni L, Kovalik J, et al. Phys Lett A, 1999, 255(4): 230
[41] Cagnoli G, Gammaitoni L, Hough J, et al. Phys Rev Lett, 2000, 85(12): 2442
[42] Willems P. Phys Lett A, 2002, 300(2): 162
[43] Cumming A, Heptonstall A, Kumar R, et al. Classical Quantum Gravity, 2009, 26(21): 5012
[44] Aso Y, Michimura Y, Somiya K, et al. Phys Rev D, 2013, 88(4): 3007
[45] Uchiyama T, Tomaru T, Tobar M E, et al. Phys Lett A, 1999, 261(1): 5
[46] Meers B J. Phys Rev D, 1988, 38(8): 2317
[47] Grote H, Freise A, Malec M, et al. Classical Quantum Gravity, 2004, 21(5): S473
[48] Buonanno A, Chen Y. Phys Rev D, 2001, 64(4): 2006
[49] Rüdiger A, Schilling R, Schnupp L, et al. Opt Acta, 1981, 28(5): 641
[50] Kumeta A, Bond C, Somiya K. Opt Rev, 2015, 22(1): 149
[51] Hild S, Grote H, Degallaix J, et al. Classical Quantum Gravity, 2009, 26(5): 5012
[52] Heinzel G, Strain K A, Mizuno J, et al. Phys Rev Lett, 1998, 81(25): 5493
[53] Buonanno A, Chen Y, Mavalvala N. Phys Rev D, 2003, 67(12): 2005
[54] Acernese F, Agathos M, Agatsuma K, et al. Classical Quantum Gravity, 2014, 32(2): 4001
[55] Hild S, Grote H, Hewtison M, et al. Classical Quantum Gravity, 2007, 24(6): 1513
[56] Caves C M. Phys Rev D, 1981, 23(8): 1693
[57] Abadie J, Abbott B P, Abbott R, et al. Nat Phys, 2011, 7(12): 962
[58] 王运永, 韩森, 钱进, 等. 光学仪器, 2019, 41(04): 85
[59] Chelkowski S, Vahlbruch H, Hage B, et al. Phys Rev A, 2005, 71(1): 3806
[60] Gerry C, Knight P, Knight P L. Introductory Quantum Optics. Cambridge: Cambridge university press, 2005: 43
[61] Corbitt T, Mavalvala N J. Opt B: Quantum Semiclassical Opt, 2004, 6(8): S675
[62] Aasi J, Abadie J, Abbott B, et al. Nat Photonics, 2013, 7(8): 613
[63] Evans M, Barsotti L, Kwee P, et al. Phys Rev D, 2013, 88(2): 2002
[64] Oelker E, Isogai T, Miller J, et al. Phys Rev Lett, 2016, 116(4): 1102
[65] Khalili F Y. Phys Rev D, 2010, 81(12): 2002
[66] Michimura Y, Komori K, Enomoto Y, et al. Phys Rev D, 2020, 102(2): 2008
[67] Amaro-Seoane P, Audley H, Babak S, et al. ArXiv preprint arXiv:1702.00786, 2017
[68] Shaddock D A. Classical Quantum Gravity, 2008, 25(11): 4012
[69] 邓剑峰, 蔡志鸣, 陈琨, 等. 中国光学, 2019, 12(03): 503
[70] Sechi G, Buonocore M, Cometto F, et al. IFAC Proceedings Volumes, 2011, 44(1): 733
[71] LISA Pathfinder Collaboration, Armano M, Audley H, et al. Phys Rev D, 2019, 99(8): 2001
[72] Armano M, Audley H, Auger G, et al. Phys Rev Lett, 2016, 116(23): 1101
[73] Dolesi R, Bortoluzzi D, Bosetti P, et al. Classical Quantum Gravity, 2003, 20(10): S99
[74] Anderson G, Anderson J, Anderson M, et al. Phys Rev D, 2018, 98(10): 2005
[75] 罗子人, 白姗, 边星, 等. 力学进展, 2013, 43(04): 415
[76] Sheard B S, Gray M B, McClelland D E, et al. Phys Lett A, 2003, 320(1): 9
[77] McKenzie K, Spero R E, Shaddock D A. Phys Rev D, 2009, 80(10): 2003
[78] Drever R W P, Hall J L, Kowalski F V, et al. Appl Phys B: Photophys. Laser Chem, 1983, 31(2): 97
[79] Tinto M, Dhurandhar S V. Living Rev Relativ, 2005, 8: 1
[80] Sutton A, Shaddock D A. Phys Rev D, 2008, 78(8): 2001
[81] Sheard B S, Gray M B, Shaddock D A, et al. Classical Quantum Gravity, 2005, 22(10): S221

[82] Vallisneri M, Bayle J B, Babak S, et al. Phys Rev D, 2021, 103(8): 2001
[83] Tinto M, Armstrong J W. Phys. Rev. D, 1999, 59(10): 2003
[84] Tinto M, Dhurandhar S V. Living Rev. Relativ, 2014, 17(1): 6
[85] De Vine G, Ware B, McKenzie K, et al. Phys Rev Lett, 2010, 104(21): 1103
[86] Laporte M, Halloin H, Bréelle E, et al. J Phys: Conf Ser, 2017, 840: 2014
[87] Sutton A, McKenzie K, Ware B, et al. Opt Express, 2010, 18(20): 20759
[88] 刘河山, 高瑞弘, 罗子人, 等. 中国光学, 2019, 12(03): 486
[89] Esteban J J, García A F, Eichholz J, et al. J Phys: Conf Ser, 2010, 228: 2045
[90] LIGO Scientific Collaboration And Virgo Collaboration, Abbott B P, Abbott R, et al. Phys Rev Lett, 2016, 116(13): 1103
[91] Akutsu T, Ando M, Arai K, et al. Prog Theor Exp Phys, 2021, 215: 101
[92] Polini E. Physica Scripta, 2021, 96(8): 4003
[93] Punturo M, Abernathy M, Acernese F, et al. Classical Quantum Gravity, 2010, 27(19): 4002
[94] Abbott B P, Abbott R, Abbott T D, et al. Classical Quantum Gravity, 2017, 34(4): 4001
[95] LANGE B. AIAA Journal, 1964, 2(9): 1590

Review of Noise Suppressing Technologies for Gravitational-Waves Detection

WANG Tan[1], HE Si-yi[2], XU Jia-wen[1]

(1. School of Instrument Science and Engineering, Southeast University, Nanjing 210096, China; 2. School of Physics and Optoelectronic Engineering, Nanjing University of Information Science and Technology, Nanjing 210094, China)

Abstract: Gravitational waves (GWs) detection have received significant progress in recent years. With the development of noise suspension techniques for GWs detection, this research aimed at facilitating relevant research and introduces classic methods of GW detection, such as Weber bar, ground laser interferometer, and space laser interferometer array. This research briefly explains their principles and elaborating the noise-suppressing means for both ground-based and spaceborne detectors, including quadruple suspension, dual recycling, squeezed light, arm-locking and time-delay interferometry.

Key words: gravitational-waves; laser interferometry; squeezed light; frag-free